

烧蚀边界层温度分布的测量

严汶子 张秀杰

(中国科学院力学研究所)

摘要 采用发射光谱法对电弧射流中再入模拟烧蚀边界层的参数分布进行测量,主要问题是如何获得对气体状态模型的确切了解和实现同时具有高空间分辨率、时间分辨率和光谱分辨率的辐射测量技术。本文提供了鉴定LTE条件是否存在的可靠方法,介绍了准确测量烧蚀边界层光谱辐射剖面的技术措施。测得驻点烧蚀边界层的温度分布与相应的理论计算结果符合较好。

关键词 再入, 烧蚀边界层, 温度测量, 光谱诊断技术。

一、引言

对再入物理现象的研究,要求了解飞行器表面耐热材料烧蚀边界层的结构。由于难以建立相应的相似律,实验研究主要是为理论计算提供验证。迄今所了解到的有关工作是Greenberg等人曾经测得泰氟隆烧蚀边界层中某些成分的辐射剖面^[1,2],我们则希望采用光谱诊断技术直接从实验中测得边界层的参数分布。

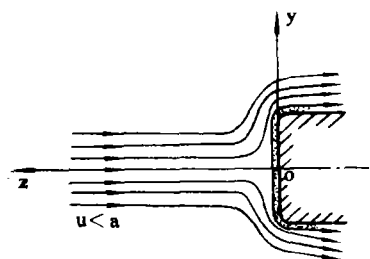


图1 驻点流动的模拟实验

实验方法是:把耐热材料制成平头圆柱体模型,置于电弧加热的亚声速射流中进行驻点流动的模拟实验(图1),这种情况便于和理论计算结果进行比较,并便于对测得的辐射信号进行数据处理:由于是轴对称辐射场,在介质为光学薄的条件下,辐射输运方程可以转化成阿贝尔积分方程而方便地求解^[3]。在烧蚀实验的温度范围内(3000~7000K),对于要测的可见波段而言,光学薄的条件是满足的。

发射光谱法在高温气体和热等离子体的温度测量中早已得到广泛应用,其原理已有详细论述^[4,5],国内也进行了这方面的工作^[6]。但光谱测温方法应用于每一具体情况都存在一个对测量结果重新进行分析和评价的过程。因为它测得的是与系统中不同作用过程相联系的各种光谱信息,然后再由各个相应的热力学平衡分布律来导出温度。显然只有对被测系统的热力学状态有确切的了解,才能明确解释光谱测温结果的含义。由于采用电弧低温等离子体射流,电子密度低而辐射损失大,容易偏离最便于明确定义光谱测

本文于1988年12月7日收到,1989年6月18日收到修改稿。

量结果的局部热力学平衡(LTE)状态; 为把实验结果与理论结果进行比较, 要求对气流状态和测量结果有正确的了解。但是在实验温度范围内, 对于所采用的工作气体(空气或氮气), 很难测得必要的光谱数据来对气流状态作确切的诊断。这是遇到的困难之一。此外, 对于厚度约1毫米, 且以烧蚀速率在空间移动的边界层来说, 要准确测得包括光谱全面信息(强度、线型和背景)在内的辐射信号的空间分布, 技术上的难度也是很大的。本文将简要介绍处理上述问题时的考虑和采取的措施, 以及在此基础上所获得的烧蚀边界层温度分布的测量结果。

二、测量装置与测量技术

1. 测量装置

要求测量装置能以高的采样速率测得具有较高空间分辨率和一定光谱分辨率的辐射信号的空间分布。本试验采用西德研制的光学光谱分析仪(OSA), 它以光导摄像管作为探测接收器件, 可以给出沿狭缝高度方向具有空间分辨率的光谱图象的空间一维分布。把外光路设计成球面反射聚焦系统, 由单板机控制步进电机带动球面镜转动, 从而具有微调对光和快速扫描的功能, 并使其扫描进程受控于OSA系统的测量程序, 从而获得光谱信号的空间二维分布。整个测量系统如图2所示。其主要技术指标如下:

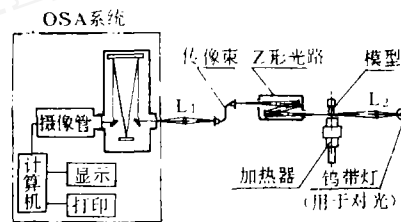


图2 测量系统

(1) 时间分辨率: 如果边界层中取10个测点, 则整个采样时间约为330 ms, 这对数秒钟内可视为定态流动的烧蚀边界层来说, 时间分辨率是满足要求的, 碳-酚醛在气流中的驻点烧蚀速率约为0.1 mm/s, 上述采样速率对测点位置和边界层厚度所产生的测量误差, 对厚度约1 mm的边界层来说, 不超过4%。

(2) 波长分辨率: 对5000~6000 Å的一级光谱, 与 $f=1$ m的光栅光谱仪配用时, $\Delta\lambda \approx 0.34$ Å; 与 $f=0.25$ m的光谱仪配用时, $\Delta\lambda \approx 1.35$ Å。

2. 测量技术中的主要问题

测量中关键问题是如何实现对辐射信号空间分布的高分辨率测量和对光谱辐射强度的准确标定。

(1) 空间分辨率的确定。在保证光路成像质量的前提下, 对于沿观察方向有一定厚度的体光源来说, 空间分辨率主要决定于光路的有效相对孔径和入射光栏的大小(图3)。较之上述两个因素, 光学系统本身的成像分辨率和象差的影响是可以忽略的。因此 z 方向的空间分辨率可以表示为(见图3):

$$\delta = a + b \quad (1)$$

提高空间分辨率的首要措施是对光路系统进行精细的调试与检验, 以获得最佳的成像质量。其次考虑(1)式给出的两个因素, 其中, 有效相对孔径的影响更为主要, 因此提高

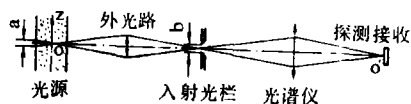


图3 体光源辐射测量的空间分辨率

空间分辨率的有效措施是减小光路系统的有效相对孔径。但由瑞利判据所定义的光学系统的成像分辨率是随相对孔径的减小而下降的,只有在这一影响可以忽略的范围内来减小相对孔径才是有的。减小(1)式中第2项的措施是,保证足够的

线性灵敏度的前提下,尽量减小二维工作方式下探测靶面的分段高度。经调试,现有测量系统的空间分辨率是:沿所测分布方向为0.2 mm,垂直方向为0.44 mm。

(2) 辐射强度的标定。在使用OSA的情况下,导得线光谱绝对强度的标定公式如下

$$I_{nm} = \frac{(V_l)_{nm}}{(V_c)_\lambda} \cdot L_\lambda \cdot \left(\frac{d\lambda}{dl} \right)_\lambda \cdot k \cdot \Delta \quad (2)$$

I_{nm} 线光谱的绝对辐射强度; $(V_l)_{nm}$ 扣除背景后线光谱积分强度的读数; $(V_c)_\lambda$ 扣除背景后中心波长 λ 处的标准灯连续光谱强度的读数; L_λ 标准灯在波长 λ 处的亮度值; $(d\lambda/dl)_\lambda$ 光谱仪线色散的倒数; k 摄象管放大率的倒数,由实际测定; Δ 探测基元所占的宽度, $\Delta = 0.025$ mm。标定时需注意靶面灵敏度的不均匀性,必须对读数作均匀化处理。因此(2)式中的 $(V_l)_{nm}$ 应该是经过均匀化处理后的读数。

3. 测量误差

对系统进行多次标定,估算出边界层分布测量中辐射强度的测量误差为13%,计入随机误差对辐射强度侧向分布斜率的影响,发射系数的误差约为20%。

三、气流状态模型的诊断

在实验温度范围内,氮或空气的射流中,能够测得的光谱信息是极其有限的。例如在6000多度的纯氮气流中,只测得氮原子谱线的一组三重线(N I 7468等), N_2^+ 光谱的第一负系以及一系列铜原子谱线。计算结果表明在4500 K以上 N_2^+ 第一负系的振动谱带相对强度比对温度已不敏感,而现有的光谱分辨率还不足以把转动谱线充分分辨开来,因此主要由原子光谱的相对强度或绝对强度来导出温度。在一般情况下,由此测得的温度只表示原子束缚电子的所谓激发温度 T_{ex} ,只有在局部热力学平衡(LTE)的条件下,才是通常所要求的作为热力学平衡参数而被明确定义的温度 T 。因此对射流状态进行诊断的首要问题是如何鉴定LTE的存在。文献[6]仅依靠气体元素原子光谱测温的一致性来说明LTE的存在,是不够充分的。这是因为电弧等离子体中还可能存在着一种状态:粒子在某些高激发能态上——气体元素可能在除基态以外的所有激发态上——以电子温度为参数达到布居的平衡分布,而相对来说,基态却是过密布居的,这时自由电子温度 T_e 与重粒子温度 T_0 是不相等的。这是一种偏离平衡而被称为部分局部热力学平衡(PLTE)的状态。显然由绝对强度法或相对强度法测温的一致性都只能证明PLTE的存在。进一步鉴别LTE和PLTE这两种状态,在我们的实验条件下具有重要意义,这需要补充有关重粒子温度的测量数据。

由总压或总焓的测量值来导出气流重粒子温度是一个可靠而方便的方法。由于在低温等离子体射流中,即使出现非平衡,电离度也仍然很低($\alpha=10^{-3}\sim 10^{-2}$),电子气及其所控制的过程对焓值和压力的影响很小,后者主要决定于中性粒子的状态。在实验气流中,中性粒子之间显然还存在着以重粒子温度为参数的离解和复合的平衡反应。因此由总焓或总压的测量值通过热力学平衡特性的计算而确定的温度,在偏离LTE的情况下,表示的是重粒子温度。于是,把光谱测温结果与总压(或总焓)探针的测量结果进行比较,就能比较全面地了解射流的状态。

在两种不同的加热器(图4)上进行了实验,测量结果示于表1。由NI 7468 Å的绝对强度和铜原子谱线的相对强度所测温度的误差(接相对标准偏差计)分别是1.5%和8%。总压探针的测温误差主要来源于数据处理中关于流动为一维和不可压的近似假设,在5000~6000K, $M=0.35$,由此产生的温度误差偏低1.5~2%。

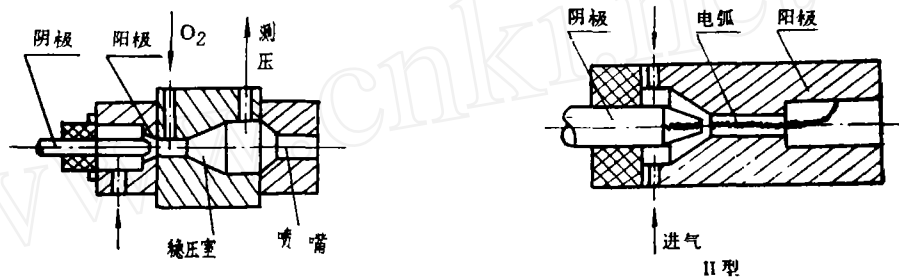


图4 电弧加热器简图

表1 射流中心温度的测量值

No.	工 况				T_{ex}		T_g
	加热器类型	工作气体	质量流量 g/sec	电压×电流 V×A	相对强度法	绝对强度法	
					Cu I 5105/5218+5220	NI 7468	
1	I	空 气	0.68	70×290	5000		3350
2	II	N ₂	2.21	145×350	6250	6700	6120

测量结果说明表1第一种情况明显偏离LTE,是因为冷气体的加入和通道散热面积太大使重粒子迅速冷却,而造成非平衡。在第二种情况中,Cu I的测温结果明显低于NI的测温结果而接近于 T_g ,说明在电子密度很低的射流中,当重粒子温度足够高时,对激发能级能量值较低的原子而言,重粒子的非弹性碰撞作用就有可能占主导地位,其激发温度可能接近于重粒子温度。由此还可以推得在第二种情况中 $T_e \geq 6700$ K。由于 $T_e/T_g \cong 0.92$,仍然可以认为LTE已经基本建立起来。

四、边界层温度分布的测量结果及分析

以碳酚醛和石墨制成的模型分别在上述两种实验气流中进行实验。由铜原子谱线的

相对强度求出了驻点边界层中的温度分布,如图5和图6所示。在图中还给出相同气流条件下按热化学平衡模型计算得的理论结果^[7]。

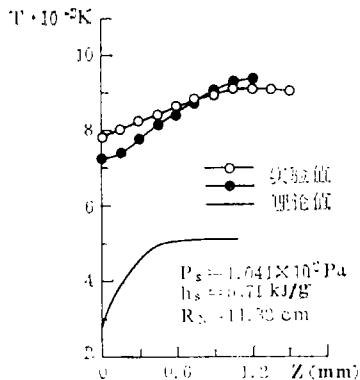


图5 空气(non-LTE)-碳酚醛驻点烧蚀边界层温度分布

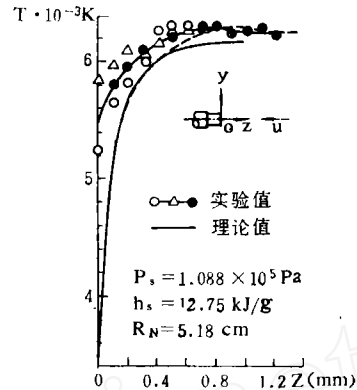


图6 氮(LTE)-石墨驻点烧蚀边界层温度分布

图5中的实验和理论结果相差甚远,这是因为实验气流偏离LTE,由铜原子光谱测得的温度显然不能反映与边界层中热化学反应过程密切相关的重粒子温度,暂时还缺乏双温度模型下的理论结果与之比较。图6的实验是在满足LTE条件下进行的,可以与理论结果进行一些定量比较和分析。首先可以看到,几次测得的温度分布值在边界层的外缘都趋于一致,而且与所测得的射流温度相当吻合,说明实验的重复性是很好的,也说明边界层外缘部分的测量值具有可信的准确度。其次,除靠壁面的极小范围外,实验和理论曲线符合较好,这在一定程度上说明各自的合理性部分得到了相互验证。然而靠近壁面处两者之间出现很大的差异,这是因为近壁面的温度梯度太大,从而由下列因素而导致很大的测量误差,致使测量值向高温一侧偏离实际值:

(1) 现有的测量空间分辨率对于近壁面的测量显然是不够的。由于温度与发射功率之间呈指数函数关系,当温度梯度很大时,温度的测量值将明显偏向辐射信号范围的高温点。

(2) 壁面坐标是按实验前的对光位置确定的,实验中模型端面将沿气流方向有一极微小的偏移,当温度梯度很大时,没有计入这一偏移,也会使壁面温度值明显偏高。

(3) 近壁面处温度急剧下降,铜原子谱线强度很弱,已处于读数的非线性范围。

可见,对于烧蚀边界层近壁面温度的准确测量是很困难的。由于边界层外缘部分的温度测量值具有比较可靠的准确度。因此以外缘坐标为基准来比较理论和实验曲线是比较合理的。如果使实验曲线的最高点与理论曲线的外缘重合,相当于对壁面位置作向气流方向偏移0.15 mm的修正。结果可以看到,这时的实验曲线(虚线)与理论曲线吻合较好,这也许并非完全是巧合。

五、结 束 语

1. 在低温电弧等离子体射流中应用光谱法进行温度测量,必须对射流的状态模型

有确切的了解, 要注意鉴别 LTE 和 PLTE 这两种状态。把光谱测温结果与总压或总焓测量值的导出温度进行比较, 是鉴定 LTE 是否存在的一个可靠方法, 且可对偏离平衡的程度进行估计。

2. 温度测量结果说明, 在对原理和技术上的问题作细致处理后, 应用光谱诊断技术对烧蚀边界层的参数分布进行测量是可行的, 所得结果是可信的。

3. 提高近壁面测量的准确度仍是一个尚待解决的问题。主要途径是用 CN 光谱代替铜原子光谱进行温度测量。测量结果说明 CN 作为烧蚀产物, 其光谱强度在壁面取得最大值, 且变化梯度较小, 这一特点使有可能避开测量技术上不易解决的高空间分辨率和高精度定位问题而实现较准确的近壁面测量。而且由 CN 光谱测得的转动温度更能直接反映我们主要关心的重粒子温度。

吴承康教授对本工作给予了热情支持和指教, 实验工作得到加热器组的积极配合。作者谨在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Greenberg, R. A., AD 681152 (1968).
- [2] Young, L. A., et al JQSRT 10, (1970), 189.
- [3] Barr, W. I., Jour of Opt. Soc. Am, 52, (1962), 885.
- [4] Griem, H. R., "Plasma Spectroscopy" McGraw-Hill, New York, (1964).
- [5] Lochte-Holtgreven, W., edit, "Plasma Diagnostics", North-Holland, Amsterdam (1968).
- [6] 胡巍林, 李志信: 工程热物理学报, 4, 4 (1983, 11).
- [7] 魏叔如等: 空气动力学学报, 7, 4 (1989) 407—416.

THE MEASUREMENTS OF TEMPERATURE PROFILES IN ABLATING BOUNDARY LAYERS

Yan Wenzi Zhang Xiuje

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract This paper presents the major problems with using spectroscopic methods for measuring the parameter profiles in ablating boundary layers of reentry simulation tests in arc jets. A reliable method to verify the existence of LTE is recommended. The techniques for measuring the spatial radiation distribution at a fast sampling speed with high spatial and spectral resolution are introduced. The temperature profiles measured from the boundary layers at stagnation-point are reasonable in agreement with the results of theoretical calculation.

Key words reentry, ablating boundary layer, temperature measurement, spectroscopic diagnostics.